

# Dynamika pęcherzyków parowych podczas wrzenia proekologicznych czynników chłodniczych

*Marcin Baran, Tadeusz Bohdal*  
*Politechnika Koszalińska*

## 1. Wstęp

Wrzenie pęcherzykowe charakteryzuje się stosunkowo dużą intensywnością wymiany ciepła co jest często wykorzystywane w zastosowaniach technicznych [1, 3, 15, 16]. Powoduje to duże znaczenie tego rodzaju wrzenia pozwalając zmniejszyć wymiary wymienników ciepła lub zwiększyć ich wydajność. Podstawową przyczynę intensyfikacji wymiany ciepła upatruje się w charakterystycznym oddziaływaniu powstających pęcherzyków pary na otaczającą ciecz. Powoduje to szereg zjawisk o charakterze dynamicznym. Znajomość tych zjawisk jest istotna w przypadku budowy modeli matematycznych opisujących wymianę ciepła i pędu we wrzącym ośrodku dwufazowym o strukturze pęcherzykowej [4, 12, 14]. Mając powyższe na uwadze autorzy podjęli próbę opisu dynamiki pęcherzyków parowych podczas procesu wrzenia. W tym celu wykorzystano dostępną literaturę dotyczącą tematu oraz wyniki własnych badań eksperymentalnych i obserwacji wrzenia pęcherzykowego w przepływie nowych proekologicznych czynników chłodniczych.

## 2. Zarodki pary i ich nukleacja

Podstawową cechą wrzenia pęcherzykowego jest fakt istnienia w lokalnie przegrzanej cieczy pęcherzyków pary [8, 9]. Kompletna informacja o tym rodzaju wrzenia wymaga podania:

- warunków tworzenia się pęcherzyków,
- ich wzrostu na powierzchni grzejnej,
- późniejszego zaniku w przypadku wrzenia lokalnego,

- warunków oderwania się pęcherzyka od powierzchni grzejnej,
- warunków koalescencji (łączenia się sąsiadujących pęcherzyków),
- częstotliwości produkcji pęcherzyków.

W warunkach równowagi metastabilnej ( $T > T_S$ ) następuje tworzenie się pęcherzyków pary, gdy w cieczy istnieją obszary zajęte przez nową fazę (gaz), zwane zarodkami. Pojęcie zarodka pary jest pojęciem hipotetycznym [10]. Mogą one istnieć w cieczy w różnych okolicznościach, przy czym zewnętrzne bodźce powodują – zależnie od warunków – ich zanik lub wzrost, który oznacza tworzenie się pęcherzyka parowego. Zarodki mogą być wynikiem fluktuacji gęstości cieczy, obecności w niej zanieczyszczeń lub pary własnej cieczy. Ich występowaniu sprzyja również mikrogeometria powierzchni grzejnej.

Można wyróżnić trzy typy zarodków pary:

- fluktuacyjne,
- zanieczyszczeniowe,
- związane z mikrogeometrią powierzchni elementu grzejnego.

Zarodki typu fluktuacyjnego są wynikiem lokalnego zróżnicowania gęstości substancji względem średniej statystycznej jej wartości. Prawdopodobieństwo ich istnienia jest jednak niewielkie, co potwierdzono eksperymentalnie. Zanieczyszczenia w cieczy, które mogą stać się zarodkami pary to przede wszystkim pęcherzyki obcego gazu; pylinki, czyli ciała stałe znajdujące się w cieczy oraz cząsteczki elementarne. Mikrogeometria powierzchni grzejnej sprzyja występowaniu zarodków. Im mniejsza jest chropowatość powierzchni, tym skuteczniej są one „wiązane”. Pokrycia porowate powierzchni intensyfikują proces nukleacji, to znaczy powstawania pęcherzyków pary z zarodków.

Zarodki, ze względu na mały wpływ pola grawitacyjnego wynikający z małych wymiarów tych mikrosystemów można w przybliżeniu uważać za kule o promieniu –  $R$ , które zawierają parę. W określonych warunkach istnieje pewna charakterystyczna wartość promienia –  $R_e$ , taka, że przy  $R < R_e$  zarodek podlega likwidacji (kondensuje się), a przy  $R > R_e$  wzrasta, tj. uaktywnia się. Dla  $R = R_e$  zarodek znajduje się w stanie równowagi niestabilnej. Zaburzenia wytrącające system z równowagi niestabilnej polegają na fluktuacjach potencjału termodynamicznego (entalpia swobodna) określonego funkcją *Gibbsa*:

$$\phi = H - TS + \sigma A = F + pV \quad (1)$$

gdzie:

$H$  – entalpia,

- $S$  – entropia,
- $A$  – powierzchnia rozdziału faz,
- $\sigma$  – napięcie powierzchniowe,
- $F$  – energia swobodna (funkcja *Helmholtza*).

W miarę podwyższania temperatury ścianki wzrasta przegrzanie cieczy przy ściance, wskutek czego następuje aktywizacja dotychczas biernych zarodków. Stwierdzono, że aktywizacja i dezaktywizacja zarodków nie następuje przy tym samym przegrzaniu. W pewnych warunkach istnieć mogą opóźnienia, zarówno podczas aktywizacji (przy rosnącym przegrzaniu) jak i podczas dezaktywizacji (przy malejącym przegrzaniu). Zjawisko to nosi nazwę *histerezy aktywizacji zarodków* lub *histerezy nukleacji* [2, 6].

### 3. Dynamika wzrostu pęcherzyka parowego

Zachowanie się pęcherzyków w cieczy jest problemem studiowanym od przeszło stu lat. Prace teoretyczne z tej dziedziny m.in. *Jakoba, Plesseta, Westwatera, Zuber* oraz *Hsu* i *Grahama* opierały się na dwóch głównych założeniach upraszczających a dotyczących [9]:

- kształtu pęcherzyka,
- pola temperatury cieczy.

Z zasady rozpatruje się pęcherzyki o kształcie kulistym a pole temperatury cieczy zakłada się jako stacjonarne. Zachowanie się pęcherzyka w cieczy należy do klasy problemów matematycznych z tzw. swobodnym brzegiem, w których część warunków brzegowych dotyczy przemieszczającej się granicy faz. Granica faz oddziela dwie fazy jednorodne, przy czym z zewnątrz pęcherzyka znajduje się ciecz z rozpuszczonym gazem, a wewnątrz pęcherzyka mieszanina pary i gazu, której jednorodność jest zakładana „a priori” i opisana za pomocą równomiernego ciśnienia, równomiernej temperatury, równomiernego rozkładu w przestrzeni itp.

Na ruch promieniowy granicy faz, czyli „ścianki” pęcherzyka, wpływają trzy czynniki, a mianowicie:

- działania mechaniczne (przyśpieszenia, siły pochodzące od ciśnienia i napięcia powierzchniowego),
- działania termiczne (wymiana ciepła, odparowanie i kondensacja),
- zjawiska dyfuzyjne (dyfuzja gazów w cieczy).

W analizie pęcherzyków parowych ostatni czynnik bywa pomijany. W stadium początkowym wzrostu pęcherzyka główną rolę odgrywa pierwszy

czynnik, natomiast zjawiska termiczne można pominąć nadając procesowi charakter izotermiczny. W końcowym stadium wzrostu pęcherzyka względy mechaniczne przestają odgrywać rolę. Prędkość pęcherzyka jest znacznie mniejsza i zależy głównie od procesu odparowania na granicy faz oraz od przewodzenia ciepła w cieczy. W związku z tym można uważać pęcherzyk i otaczającą go ciecz jako system izobaryczny.

Podstawę wyjściową do analizy stadium izotermicznego stanowi równanie *Rayleigh'a*, które otrzymuje się z równania ruchu cieczy nielepkiej przy symetrii sferycznej:

$$\frac{\partial v_r}{\partial \tau} + v_r \cdot \frac{\partial v_r}{\partial r} = - \frac{1}{\rho'} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (2)$$

przy czym  $v_r = v_r(r, \tau)$  jest prędkością cieczy o gęstości  $\rho'$  w miejscu odległym o  $r > R$  od środka pęcherzyka.

Pierwsze obserwacje doświadczalne dotyczące procesu wzrostu pojedynczych pęcherzyków poczynił *Jakob* [9]. Z jego pomiarów wynikało, że pęcherzyk rośnie najpierw dość szybko, a później coraz wolniej. Spostrzeżenia te potwierdziły późniejsze badania *Staniszewskiego*, który poszukiwał zależności wzrostu pęcherzyka w czasie, w formie:

$$R \sim t^m$$

Autor określił, że  $m = 0,5 \div 1$  w początkowym okresie wzrostu pęcherzyka, oraz  $m = 0,33$  w okresie końcowym [9].

*Han* i *Griffith* opracowali własną teorię wzrostu pęcherzyka i wykonali szereg pomiarów pęcherzyków, powstających w destylowanej wodzie pod ciśnieniem atmosferycznym na polerowanej połączanej powierzchni [10]. Natomiast *Cole* i *Shulman* przeprowadzili obszerne badania doświadczalne wrzenia pęcherzykowego na poziomej taśmie cyrkonowej dla następujących substancji: toluen, aceton, n- pentan, woda [8].

#### 4. Cyrkulacja cieczy w pobliżu pęcherza pary we wrzeniu pęcherzykowym

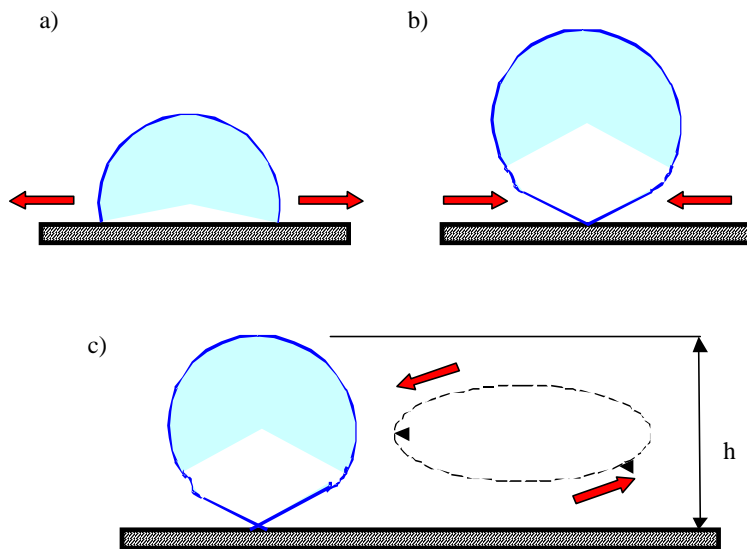
*Forster* i *Greif* [9] zaobserwowali, że proces powstawania pęcherzyka pary wywołuje ruch cieczy w warstwie przyściennej – zjawisko to nazywane jest *mikrokonwekcją*. Badania eksperymentalne fluktuacji temperatury powierzchni grzejnej pod pęcherzykiem pary przeprowadzone przez *Stralena*

i *Sluytera* umożliwiły podział procesu wzrostu pęcherzyka pary na dwa okresy:

- czas wzrostu, w którym wzrasta pęcherz pary ( $\tau_1$ ),
- czas oczekiwania na powstanie nowego zarodka pęcherza pary ( $\tau_2$ ).

W pierwszym okresie –  $\tau_1$  ciepło zmagazynowane w cieczy zajmującej obszar tzw. mikrowarstwy relaksacyjnej przekazywane jest do powstającego pęcherzyka pary powodując odparowanie cieczy. Rosnący pęcherz pary wypycha początkowo ciecz z sąsiadującego z nim obszaru. Następnie, na skutek zmiany swojej geometrii „wciąga” chłodną ciecz w kierunku centrum nukleacji.

W drugim okresie –  $\tau_2$  odbudowywana jest struktura termicznej warstwy przyściennej. Procesowi temu towarzyszy przepływ cieczy związany z napływem cieczy w miejsce powstałe po pęcherzyku pary oraz przepływ cieczy związany z procesem formowania się termicznej warstwy przyściennej. Rysunek 1 ilustruje schematycznie mechanizm powstania cyrkulacji cieczy w pobliżu pęcherza pary [10].



**Rys. 1.** Schemat przepływu cieczy w czasie wzrostu pęcherza pary:

- a) przepływ cieczy w laminarnej warstwie przyściennej w fazie wzrostu pęcherza,
- b) przepływ cieczy w laminarnej warstwie przyściennej w fazie oderwania się pęcherza,
- c) cyrkulacja cieczy w sąsiedztwie ściany pęcherza [10]

**Fig. 1.** Diagram of fluid flow while the vapour bubble is growing:

- a) fluid flow in a laminar boundary layer in a phase of bubble growth,
- b) fluid flow in a laminar boundary layer in a phase of bubble breaking off,
- c) fluid circulation in the vicinity of a bubble wall [10]



Przyjmuje się, że:

- zmiany kierunku przepływu cieczy w pobliżu pęcherza pary zaburzają cyrkulację cieczy w pokazanym na rysunku 1c) obszarze o wysokości  $h$ ,
- proces generacji pęcherzy pary jest zjawiskiem periodycznym.

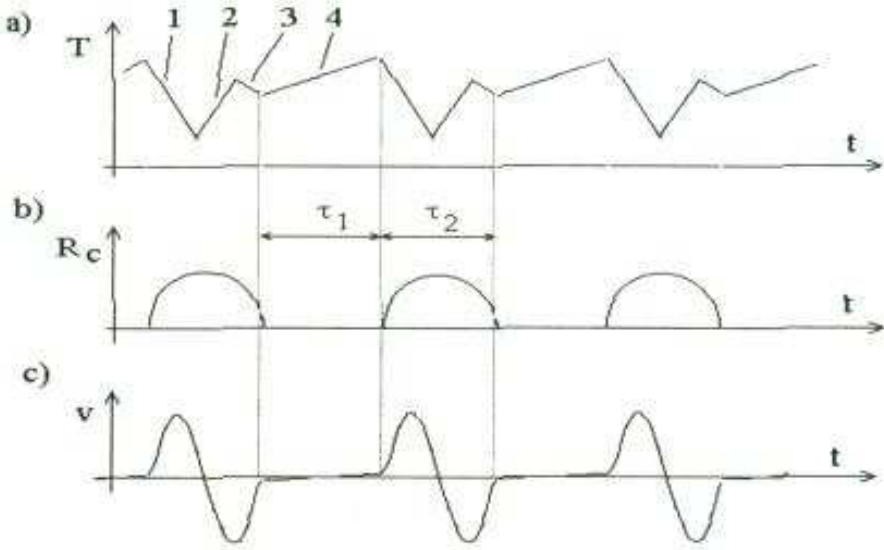
Zjawisko dotyczy przypadku, w którym główną przyczyną zaburzeń cyrkulacji cieczy jest ruch ścianki pęcherza pary u jego podstawy wewnątrz laminarnej warstwy przyściennej.

Na rysunku 2a) pokazano charakter zmiany temperatury powierzchni grzejnej pod pęcherzem pary. Poszczególne fazom wzrostu pęcherza pary odpowiadają następujące zjawiska:

- nukleacja,
- nagrzewanie obszaru suchego pod pęcherzem pary,
- zalewanie cieczą obszaru suchego,
- odbudowywanie struktury termicznej warstwy przyściennej po oderwaniu się pęcherza pary.

Na rysunku 2b) pokazano zmiany promienia obszaru suchego pod pęcherzem pary w funkcji czasu. Jakościowy przebieg funkcji  $v(t)$  przedstawia wykres na rysunku 2c). Wykresy podane na rysunku 2 sporządzono opierając się na danych eksperymentalnych *Coopera* i *Lloyda* [13].

Początek nukleacji wywołuje gwałtowny wzrost prędkości przemieszczania się ścianki pęcherza pary, która następnie spada do zera. W kolejnej fazie wzrostu pęcherza zmiana jego geometrii wywołuje gwałtowny wzrost prędkości przemieszczania się ścianki pęcherza w kierunku do centrum nukleacji. Istotne znaczenie dla omawianego zjawiska ma występujący w pobliżu powierzchni grzejnej gradient temperatury. Zarówno przepływ cieczy nad laminarną warstwą przyścinną, jak i ruchy ścianek pęcherza pary mają bardzo skomplikowany charakter, co potwierdzają liczne wyniki obliczeń numerycznych i badań eksperymentalnych [7,14,19]. Dlatego dokładne rozwiązanie zagadnienia cyrkulacji cieczy w pobliżu pęcherza pary na obecnym poziomie wiedzy wydaje niedostatecznie zbadane.



**Rys. 2.** Dynamika wzrostu pęcherza pary: a) fluktuacje temperatury w powierzchni grzejnej pod miejscem generowania się pęcherza pary: 1 – nukleacja, 2 – nagrzewanie suchego obszaru pod pęcherzem pary, 3 – zalewanie cieczą obszaru suchego, 4 – odbudowywanie struktury termicznej warstwy przyściennej po oderwaniu się pęcherza; b) promień obszaru suchego pod pęcherzem pary; c) periodyczne zmiany funkcji  $v(\tau)$  w czasie

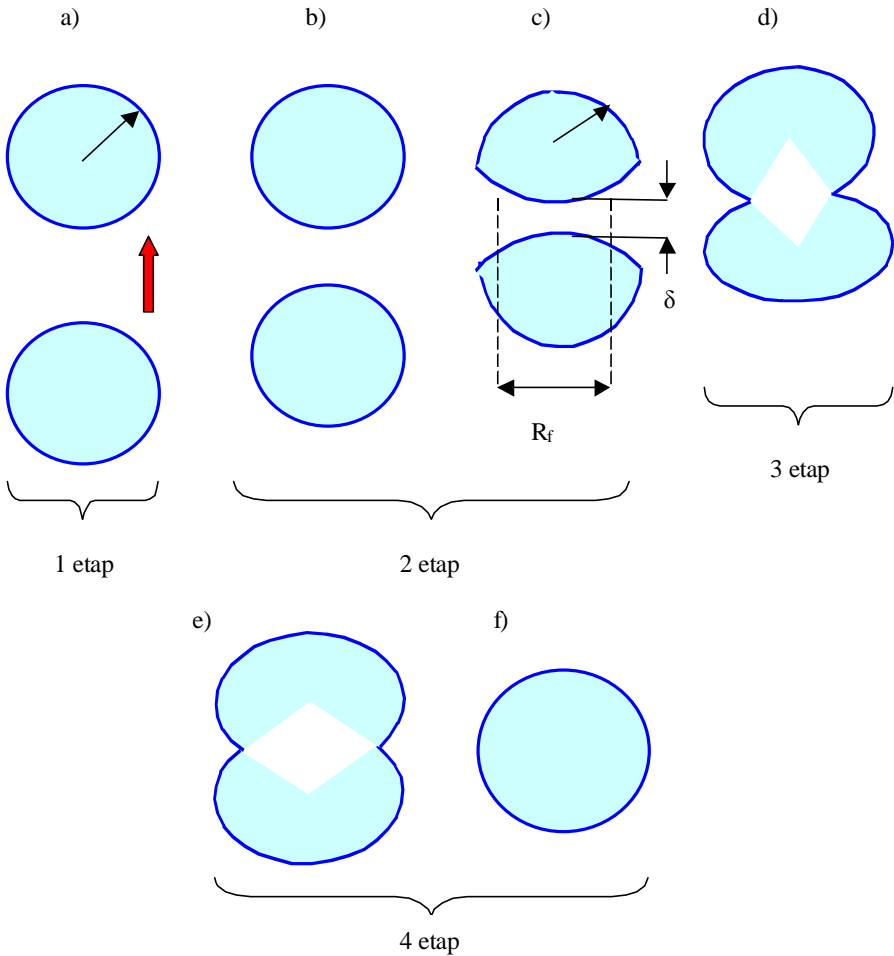
**Fig. 2.** Dynamics of vapour bubble growth: a) temperature fluctuation on the heating surface on the spot where vapour bubble are generated: 1 – nucleation, 2 – heating the dry region under a vapour bubble, 3 – flooding the dry region with fluid, 4 – reconstruction of the thermal structure of a boundary layer after breaking off the bubble; b) radius of the dry region under a vapour bubble; c) periodic changes of the function  $v(\tau)$  in time

## 5. Koalescencja pęcherzyków na powierzchni grzejnej

Koalescencja pęcherzyków [11] następuje, gdy grubość –  $\delta$  ciekłego filmu, rozgraniczającego pęcherzyki spada do zera, bądź zmniejsza się do takiej wartości, że film pęka. Niektórzy autorzy sądzą, że minimalna grubość  $\delta$  jest wprawdzie niezerowa, ale tak mała, że model ośrodka ciągłego może być za mało dokładny. Lee i Hodgson oszacowali minimalną grubość filmu  $\delta = 10 \div 100 \mu\text{m}$  [11]. Zmniejszanie grubości filmu spowodowane jest odparowaniem z jego powierzchni oraz wytlaczaniem cieczy z filmu przez zbliżające się do siebie pęche-



rzyki. Podstawowym elementem koalescencji jest łączenie się co najmniej dwóch pęcherzyków otoczonych cieczą. Zjawisko to można podzielić na kilka etapów, jak na rysunku 3.



**Rys. 3.** Poszczególne etapy koalescencji pęcherzyków parowych  
**Fig. 3.** Respective stages of vapour bubble coalescence

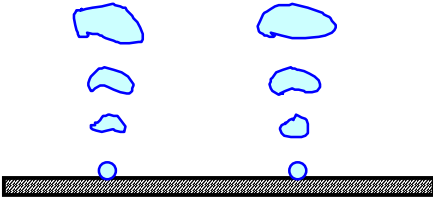
W pierwszym etapie występuje ruch zbliżenia. Odbywa się on wskutek różnic prędkości obu pęcherzyków. Podczas wrzenia na powierzchni poziomej małe pęcherzyki poruszają się w kierunku pionowym z prędkością:

$$w_b = 1,18\sqrt{gl} \quad (3)$$

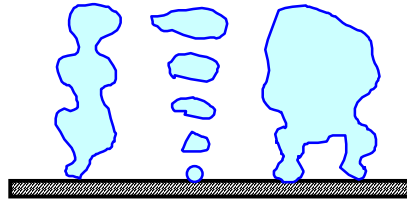
Podczas „lotu” przez przegrzaną ciecz wymiary pęcherzyków rosną, ale prędkość nie ulega zmianie tak długo, dopóki promień pęcherzyka nie przekroczy granicznej wartości. W takich warunkach trudno jest, aby jeden pęcherzyk „dogonił” drugi wytworzony na tym samym zarodku. Jeśli promień pęcherzyka przekroczy wartość graniczną, wówczas pęcherzyk deformuje się przybierając kształt kapelusza grzyba i wtedy prędkość „lotu” zwiększa się wraz ze wzrostem promienia. Powstają wtedy warunki powodujące, że większe pęcherzyki mogą dogonić mniejsze, znajdujące się powyżej (które z jakichś powodów nie zdołały powiększyć swojej objętości). Następuje wtedy kontakt (rysunek 3b,c) charakteryzujący się odkształceniem pęcherzyków i stopniowym spłaszczeniem filmu. Płaski styk pęcherzyków następuje przez tarczowy film o grubości  $\delta$  i promieniu  $R_b$ , którego wartość dąży (wraz z odparowaniem do wnętrza pęcherzyka) do promienia  $R$  odcinka kuli. Podczas drugiego etapu koalescencji mamy do czynienia z dwoma zjawiskami. Pierwszym jest wytlaczanie cieczy z obszaru filmu, a drugim odparowanie z powierzchni filmu, które w przypadku systemu jednoskładnikowego wynika z przegrzania cieczy otaczającej pęcherzyk. Film odparowując staje się coraz cieńszy, natomiast zwiększa się objętość pęcherzyków. W etapie trzecim następuje pęknięcie filmu. W etapie czwartym na skutek sił powierzchniowych następuje zmiana kształtu pęcherzyka, powodując jego oscylacje [17].

Pojedyncze pęcherzyki, które po osiągnięciu dostatecznie dużych wymiarów odrywają się od powierzchni i odbywają lot przez ciecz tworząc łańcuchy pęcherzyków (rysunek 4). Ustrój taki zaobserwować można przy małych populacjach zarodków. W miarę wzrostu populacji rośnie prawdopodobieństwo łączenia się, czyli koalescencji pęcherzyków jeszcze przed oderwaniem. W ten sposób powstają większe pęcherzyki, oparte na dwóch lub więcej zarodkach. Przy dużych populacjach koalescencja prowadzi do bąbli – grzybów, powstałych z kilkunastu, czy kilkudziesięciu zarodków. Tego typu bąble zawierają wewnątrz na powierzchni grzejnej szereg kropli cieczy.

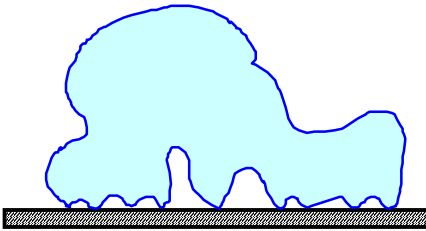
Ustrój pęcherzyków pokazany na rysunku 5 charakteryzuje się powstawaniem słupów (kolumn) pary w miejscach, gdzie dawniej były łańcuchy pęcherzyków. Słupy pary powstają wskutek koalescencji wzdłużnej – w kierunku ruchu pęcherzyków. Oprócz słupów obserwuje się w tym ustroju niewielkie bąble – grzyby, powstałe przez koalescencję poprzeczną (łączenie sąsiednich pęcherzyków na powierzchni grzejnej).



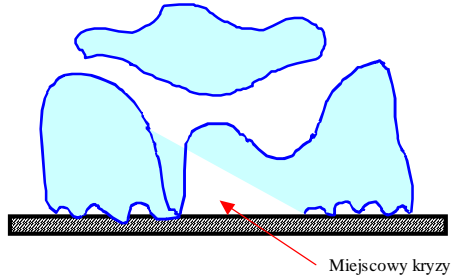
**Rys. 4.** Ustrój pojedynczych pęcherzyków  
**Fig. 4.** Structure of individual bubbles



**Rys. 5.** Ustrój zwany pierwszym przejściowym ustrojem wrzenia pęcherzykowego  
**Fig. 5.** Structure called as the first transient structure of bubble boiling



**Rys. 6.** Ustrój bąbli – grzybów  
**Fig. 6.** Structure of bubbles – mushrooms



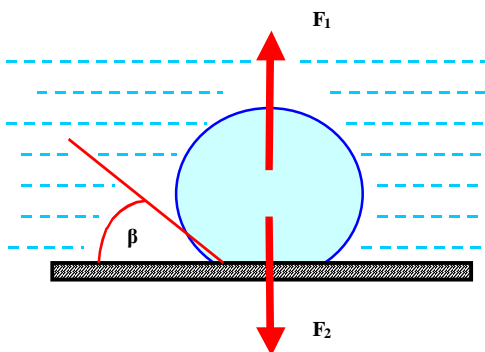
**Rys. 7.** Ustrój zwany drugim ustrojem przejściowym wrzenia pęcherzykowego  
**Fig. 7.** Structure called as the second transient structure of bubble boiling

Kolejny ustrój wrzenia zwany jest ustrojem bąbli – grzybów (rysunek 6). W tym ustroju występują głównie duże bąble – grzyby, powstałe przez koalescencję poprzeczną większej liczby pęcherzyków. Przy wyższych gęstościach strumienia ciepła na powierzchni grzejnej występuje tzw. drugi ustrój przejściowy wrzenia pęcherzykowego. Istnienie jego jest hipotetyczne, ponieważ stanowi on wypadkową ustroju poprzedniego oraz miejscowych i chwilowych (podlegających likwidacji) kryzysów wrzenia pęcherzykowego, objawiających się przez powstawanie i zanik „łat” parowych na powierzchni grzejnej. Występują tutaj zjawiska koalescencji wzdłużnej oraz poprzecznej, które mają istotny wpływ na mechanizm wrzenia pęcherzykowego.

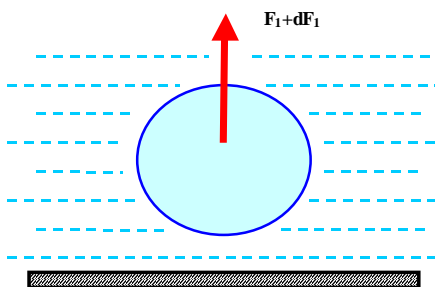
## 6. Oderwanie się pęcherzyka od powierzchni grzejnej

Na swobodny pęcherzyk, osadzony na poziomej ściance [14] działają dwie siły:

- siła wyporu  $F_1 = gV(\rho' - \rho'')$  – skierowana ku górze i starająca się oderwać pęcherzyk od ścianki,
- siła napięcia powierzchniowego  $F_2 = f(\beta)\pi D\sigma$ .



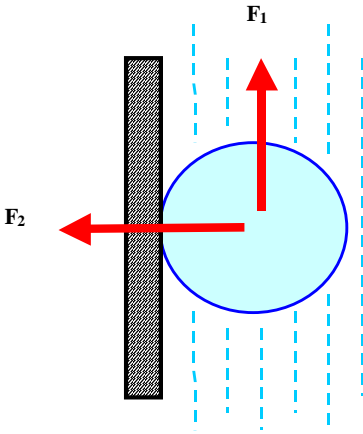
**Rys. 8.** Siły działające na pęcherzyk  
**Fig. 8.** Forces acting on a bubble



**Rys. 9.** Oderwanie pęcherzyka od ścianki  
**Fig. 9.** Breaking the bubble off the wall

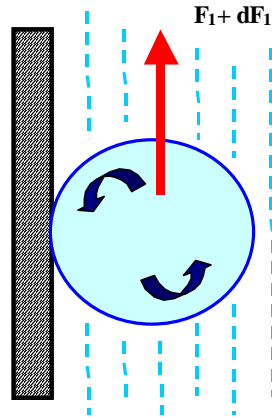
Gdy siła napięcia powierzchniowego  $F_2$  jest większa od siły wyporu  $F_1$ , to pęcherzyk trzyma się ścianki, a para w nim zawarta styka się ze ścianką. Po osiągnięciu równowagi sił  $F_2 = F_1$  następuje oderwanie pęcherzyka a ciecz „odcina” pęcherzyk od ścianki (rysunek 9), a następnie odlot pęcherzyka (jako początek ruchu pionowego uwolnionego pęcherzyka). Gdy ścianka grzejna jest pionowa (rysunek 10) wówczas siła napięcia powierzchniowego  $F_2$  jest prostopadła do ścianki, a więc działa w kierunku poziomym (gdy kierunek działania siły wyporu  $F_1$  jest pionowy). Ponadto występują tam jeszcze inne siły związane z ruchem konwekcyjnym cieczy, ale żadna z nich nie równoważy siły napięcia powierzchniowego, działającej na przyczepiony do ścianki pęcherzyk, a więc nie może spowodować oderwania.

Można przyjąć, że w chwili oderwania pęcherzyka momenty sił, działających na pęcherzyk są w równowadze. Jak długo wypadkowa sił składowych w kierunku normalnym do powierzchni  $F_n$  jest ujemna, czyli dociska pęcherzyk do ścianki, pęcherzyk może się poruszać jedynie ruchem ślizgowym wzdłuż ścianki (rysunek 11). W trakcie tego pęcherzyk będzie się obracał wraz z masą towarzyszącą cieczy, co praktycznie spowoduje toczenie się pęcherzyka i powstanie siły *Magnusa*. Siła ta wywoła ruch pęcherzyka w głąb cieczy, czyli spowoduje jego odlot (rysunek 12).



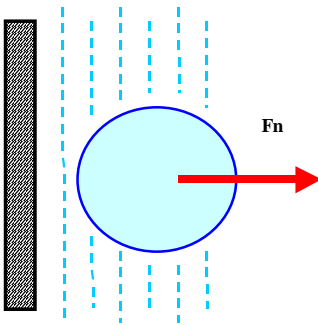
Rys. 10. Siły działające na pęcherzyk osadzony na pionowej ścianie

Fig. 10. Forces acting on a bubble deposited on a vertical wall



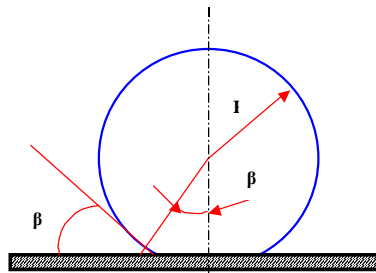
Rys. 11. Ruch pęcherzyka przy ogrzewanej ścianie

Fig. 11. Motion of a bubble at a heated wall



Rys. 12. Odłot pęcherzyka w głąb cieczy

Fig. 12. Departure of a bubble into fluid



Rys. 13. Rysunek poglądowy pęcherzyka parowego

Fig. 13. Diagram of a vapour bubble

Pęcherzyk w chwili oderwania od ścianki ma promień –  $R$  i objętość  $V$  równą (rysunek 13):

$$V = \frac{\pi}{3} R^3 (1 + \cos \beta)^2 (2 - \cos \beta). \quad (4)$$

Zakłada się, że po oderwaniu od ścianki pęcherzyk zachowa kształt kulisty, a jego średnica wyniesie  $D_0$ , przy czym:

$$D_0 = \left( \frac{6V}{\pi} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (5)$$

Składowa siły pochodzącej z napięcia powierzchniowego wynosi –  $2\pi R \sin \beta \delta$ .

W stanie równowagi sił będzie:

$$2\pi R \sin \beta \cdot \delta = g \cdot V(\rho' - \rho''), \quad (6)$$

gdzie:

- $R$  – promień pęcherzyka,
- $V$  – objętość pęcherzyka,
- $\rho'$  – gęstość wrzącej cieczy,
- $\rho''$  – gęstość pary,
- $\delta$  – grubość laminarnej podwarstwy przyściennej.

Po rozwiązaniu równania (6) z wykorzystaniem zależności (4) i (5) otrzymuje się:

$$D_0 = l \cdot \left[ 6 \sin \beta \left( \frac{4}{(1 + \cos \beta)^2 (2 - \cos \beta)} \right)^{\frac{1}{3}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (7)$$

gdzie:

$$l = \left( \frac{\delta}{g(\rho' - \rho'')} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (8)$$

Wielkość  $l$  o wymiarze liniowym opisana wzorem (8) jest przyjmowana bardzo często w analizie kryterialnej procesu wrzenia jako wymiar charakterystyczny pęcherzyka parowego.

Przytoczony problem jest bardzo uproszczony; nie bierze się w nim pod uwagę, np.: rzeczywistego kształtu pęcherzyka, zależnego od kąta przylegania –  $\beta$ . Jednak z analizy tej wynika istotny wniosek, który można streścić równaniem:

$$D_0 = l \cdot f(\beta). \quad (9)$$

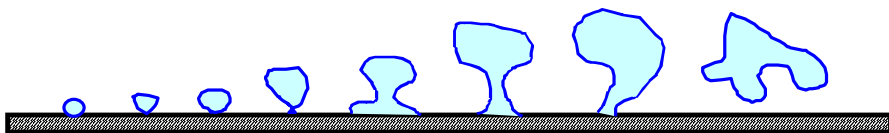
Funkcja –  $f(\beta)$  zależy od kształtu pęcherzyka. Dla pęcherzyków osiowo – symetrycznych i kropeł zwisających zaleca stosować się wzór *Fritza*:

$$D_0 = 0,0209 \beta \cdot l \quad (10)$$

gdzie kąt  $\beta$  wyrażony jest w stopniach.

## 7. Wpływ pola grawitacyjnego na średnicę pęcherzyka przy oderwaniu

W doświadczeniach obserwuje się często zupełnie inny kształt pęcherzyków niż zakładany kulisty. Przed oderwaniem od ścianki pęcherzyk przypomina grzybek na dość długiej nóżce. Na rysunku 14 przedstawiono kolejne fazy wzrostu pęcherzyka.



**Rys. 14.** Kolejne fazy wzrostu pęcherzyka

**Fig. 14.** Consecutive phases of bubble growth

Z powyższego wyniku, że należy mówić o procesie niż o momencie oderwania. Można również zauważyć, że siły napięcia powierzchniowego działają na linii styku, która może mieć niewiele wspólnego ze średnicą oderwania –  $D_0$ . Jeżeli średnicę koła styku pęcherzyka ze ścianką oznaczymy przez  $D_c$ , to bilans sił wyporu i napięć powierzchniowych przybierze postać:

$$V_0(\rho' - \rho'') = \frac{\pi}{6} D_0^3 g(\rho' - \rho'') = \pi D_c \cdot \sigma. \quad (12)$$

Skąd wynika wzór na średnicę oderwania pęcherzyka podany przez *Zuber* [18] w postaci:

$$D_0 = \left( \frac{6 \cdot \sigma \cdot D_c}{g(\rho' - \rho'')} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (13)$$

## 8. Częstotliwość produkcji pęcherzyków i czas jałowcy

Doświadczenia wskazują, że w chwili oderwania zarówno średnica pęcherzyków –  $D_0$ , jak i częstotliwość ich produkcji –  $f$  są zmiennymi losowymi. Częstotliwość, czyli średnia częstość produkcji pęcherzyków (jej rozkład statystyczny) była mierzona przez *Kutateladzego* [9]. *Jakob* stwierdził, że częstotliwość –  $f$  jest tym większa im mniejsza jest średnica –  $D_0$  [9]. Na podstawie pomiarów wrzenia wody i czterochloru metylu ustalił on, że zależność  $f(D_0)$  może być określona za pomocą hiperboli:

$$fD_0 \approx 0,078 \text{ m/s}. \quad (14)$$

Bardziej precyzyjną zależność ustalili *Mc Fadden* i *Grassmann*, wykorzystując wyniki badań *Jakoba* oraz własnych (ciekły azot), a także innych autorów: *Yamagata* i *Nishikawa* – (woda), *Westwater'a* i *Perkins'a* (metanol) [9]. Zależność ta jest następująca:

$$fD_0^{\frac{1}{2}} = 0,56 \left( g \frac{\rho' - \rho''}{\rho'} \right)^{\frac{1}{2}} \approx g^{\frac{1}{2}}. \quad (15)$$

Teoretyczne uzasadnienie powyższego wzoru wynika z *II Prawa Newtona*, co oznacza, że siłę wyporu równoważy siła bezwładności:

$$g(\rho' - \rho'')V = \frac{d}{d\tau}(m \cdot w), \quad (16)$$

gdzie:

$V$  – objętość pęcherzyka,

$m$  – masa bezwładna,

$w$  – prędkość.

Przyjmując, że w chwili oderwania prędkość wzrostu pęcherzyka jest nieznaczną, a masę bezwładną stanowi ciecz otaczająca pęcherzyk, można zapisać:



$$\frac{dw}{d\tau} \approx g \frac{\rho' - \rho''}{\rho'}, \quad (17)$$

Przyspieszenie pęcherzyka jest wielkością o wymiarze:  $f^2 D_0$ . Przyjmując zatem:

$$f^2 D_0 \approx \frac{dw}{d\tau}. \quad (18)$$

uzyskuje się wzór:

$$f D_0^{\frac{1}{2}} = 0,56 \left( g \frac{\rho' - \rho''}{\rho'} \right)^{\frac{1}{2}} \approx g^{\frac{1}{2}}. \quad (19)$$

Podobne, oparte też na analizie wymiarowej rozumowanie zaproponował *Zuber* [18]. Przyjmuje on mianowicie, że:

$$f D_0 \approx w. \quad (20)$$

gdzie  $w$  jest prędkością pęcherzyka podczas lotu przez ciecz. Prędkość tę określa następujący wzór:

$$w = 1,18 \left[ \frac{g(\rho' - \rho'')\sigma}{\rho'^2} \right]^{\frac{1}{4}}. \quad (21)$$

opracowany przez *Peebles'a* i *Gerbera* na podstawie gruntownych badań nad przepływem pęcherzyków w cieczy. Stąd według *Zubera* [18]:

$$f D_0 = 0,59 \left[ \frac{g(\rho' - \rho'')\sigma}{\rho'^2} \right]^{\frac{1}{4}}, \quad (22)$$

przy czym współczynnik liczbowy wynika z korelacji danych doświadczalnych.

W istocie wzory (21) i (22) dają te same wyniki, co można sprawdzić, budując liczbę *Reynolds'a*, opartą na wymiarze charakterystycznym –  $l$  i prędkości  $fD_0$ . Korzystając ze wzoru *Fritza* w postaci:

$$D_0 = C_\beta \cdot l, \quad (23)$$

otrzymamy:

$$\text{Re}_0 = \frac{fD_0 \cdot l}{\nu} = C_0 (\text{Ar})^{\frac{1}{2}}, \quad (24)$$

gdzie:

$$\text{Ar} = \frac{gl^3}{\nu^2} \cdot \frac{\rho' - \rho''}{\rho'}, \quad (25)$$

stanowi liczbę Archimedes. Stała  $C_0$  w równaniu (24) wynosi w oparciu o teorię *Zubera* – 0,59; w oparciu o teorię *Mc Faddena* i *Grassmanna* –  $0,56\sqrt{C_\beta}$ , przy czym dla  $\beta = 50^\circ$  (np. woda na stali) otrzymuje się  $C_0 = 0,572$ .

Znając zasadę wzrostu pęcherzyka, można określić czas –  $\tau_0$ , po którym jego wymiary wzrosną do średnicy oderwania –  $D_0$ . Gdyby natychmiast po oderwaniu organizował się nowy pęcherzyk, to byłoby po prostu  $f = 1 / \tau_0$ . Jednakże już z badań *Jakoba* wynika, że po okresie wzrostu pęcherzyka następuje przez okres –  $\tau_w$  przerwa w aktywności zarodka. Na przykład przy wrzeniu wody pod ciśnieniem atmosferycznym *Jacob* zaobserwował  $\tau_0 = 0,027 \text{ s} \rightarrow \tau_w = 0,023 \text{ s}$ . Czyli na wyprodukowanie jednego pęcherzyka przez zarodek potrzeba  $\tau_0 + \tau_w = 0,05 \text{ s}$ ; co daje  $f = 1 / (\tau_0 + \tau_w) = 20 \text{ s}^{-1}$ . Okres przerwy –  $\tau_w$  nazywany będzie czasem jałowym. Związany jest on z częstotliwością wzorem:

$$f = \frac{1}{\tau_0 + \tau_w}. \quad (26)$$

O ile to wynika z badań nad wzrostem pęcherzyka i jego średnicą w chwili oderwania, o tyle obliczenie  $\tau_w$  stanowi odrębny problem.

## 9. Badania eksperymentalne własne

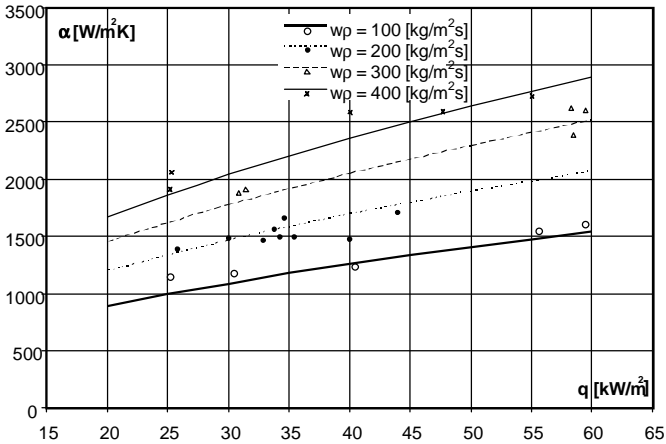
Autorzy przeprowadzili własne badania eksperymentalne wrzenia pęcherzykowego w kanale rurowym o przekroju szczeliny pierścieniowej. Proces wrzenia odbywał się na ścianie wewnętrznej szczeliny, która była ogrzewana elektrycznie z możliwością regulacji gęstości strumienia ciepła  $q$ . Ściankę zewnętrzną szczeliny wykonano w oparciu o rurkę szklaną, co umożliwiało obserwację zjawiska wrzenia w kanale. Stanowisko laboratoryjne opisano szczegółowo w pracach [4,5]. Podczas badań prowadzono pomiary parametrów procesu wrzenia, co umożliwiło wyznaczenie wartości współczynnika przejmowania ciepła i oporów przepływu w szerokim zakresie zmian:

- gęstości strumienia masy ( $w\rho$ ) = 100 ÷ 600 kg/m<sup>2</sup>s,
- temperatury nasycenia  $T_s = +10^\circ\text{C} \div +70^\circ\text{C}$ ,
- gęstości strumienia ciepła  $q = 0 \div 65 \text{ kW/m}^2$ .

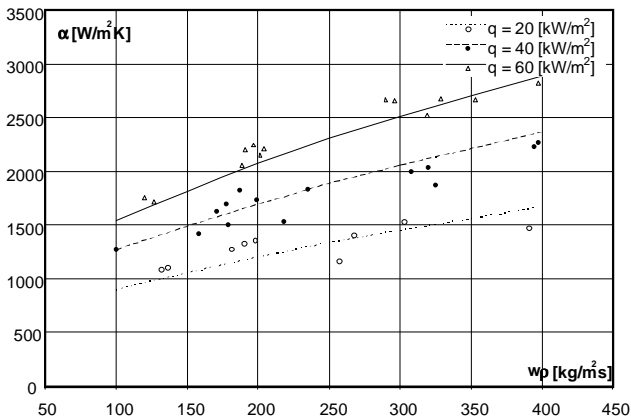
Pomiary przeprowadzono z zastosowaniem proekologicznego czynnika chłodniczego R123. Na rysunku 15 przedstawiono przykładowo wyniki pomiarów współczynnika przejmowania ciepła  $\alpha$  a na rysunku 16 oporów przepływu  $\Delta p$  podczas wrzenia pęcherzykowego czynnika chłodniczego R123 w pionowej szczelinie pierścieniowej.

Wykonując pomiary prowadzono również obserwację i rejestrację powstawania, wzrostu i odrywania się pęcherzyków parowych oraz rodzaje struktur przepływu dwufazowego w szczelinie pierścieniowej. Do rejestracji wykorzystano cyfrowy aparat fotograficzny oraz kamerę video. Na rysunku 17 przedstawiono przykładowe wyniki obserwacji wrzenia pęcherzykowego w pionowej szczelinie pierścieniowej. Prezentowane wyniki dotyczą praktycznie jednej serii pomiarowej, podczas której quasistatycznie zwiększano gęstość strumienia ciepła na ogrzewanej ścianie wewnętrznej kanału pierścieniowego. Pozostałe parametry układu dwufazowego utrzymywano na stałym poziomie, w tym gęstość strumienia masy wynosiła ( $w\rho$ )  $\approx 200 \text{ kg/m}^2\text{s}$ , ciśnienie  $p \approx 0,14 \text{ MPa}$  a gęstość strumienia ciepła podwyższano w zakresie  $q = 6 \div 27 \text{ kW/m}^2$ . Na podstawie prezentowanych fotografii można dokonać analizy wzrostu i rozwoju pęcherzyków pary, ocenić wzrost intensywności procesu wrzenia pęcherzykowego oraz wzrost stopnia zapełnienia  $\Phi$  będącego wynikiem podwyższania gęstości strumienia ciepła  $q$ . Analiza zapisu procesu wrzenia przy użyciu kamery video umożliwi analizę dynamiki pojedynczych pęcherzy pary, ich łączenia się, wzajemnego oddziaływania i tworzenia struktur.

a)



b)



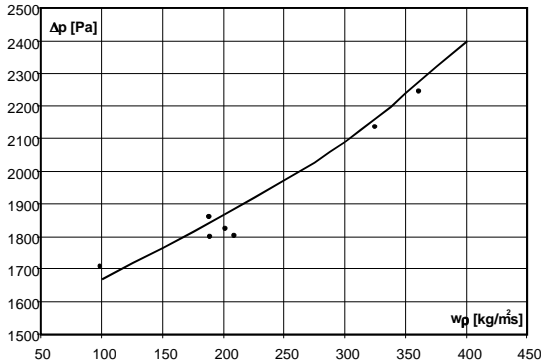
**Rys. 15.** Wyniki pomiarów współczynnika przejmowania ciepła  $\alpha$  podczas rozwiniętego wrzenia pęcherzykowego w szczelinie pierścieniowej w postaci zależności:

- a)  $\alpha = f(q)$  przy  $(w\rho) = \text{const.}$ ,  $T_s = 40^\circ\text{C}$ ,  $y = 0,03$
- b)  $\alpha = f(w\rho)$  przy  $q = \text{const.}$ ,  $T_s = 40^\circ\text{C}$ ,  $y = 0,03$

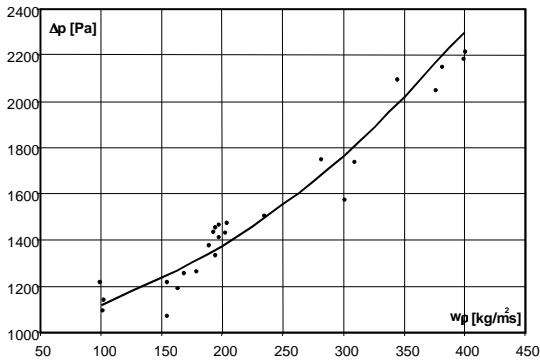
**Fig. 15.** Measurements of a surface film conductance  $\alpha$  during developed bubble boiling in a ring-shaped slot in the form of relation:

- a)  $\alpha = f(q)$  at  $(w\rho) = \text{const.}$ ,  $T_s = 40^\circ\text{C}$ ,  $y = 0.03$
- b)  $\alpha = f(w\rho)$  at  $q = \text{const.}$ ,  $T_s = 40^\circ\text{C}$ ,  $y = 0.03$

a)



b)



**Rys. 16.** Wyniki pomiarów całkowitego spadku ciśnienia podczas rozwiniętego wrzenia pęcherzykowego w szczelinie pierścieniowej w postaci zależności:

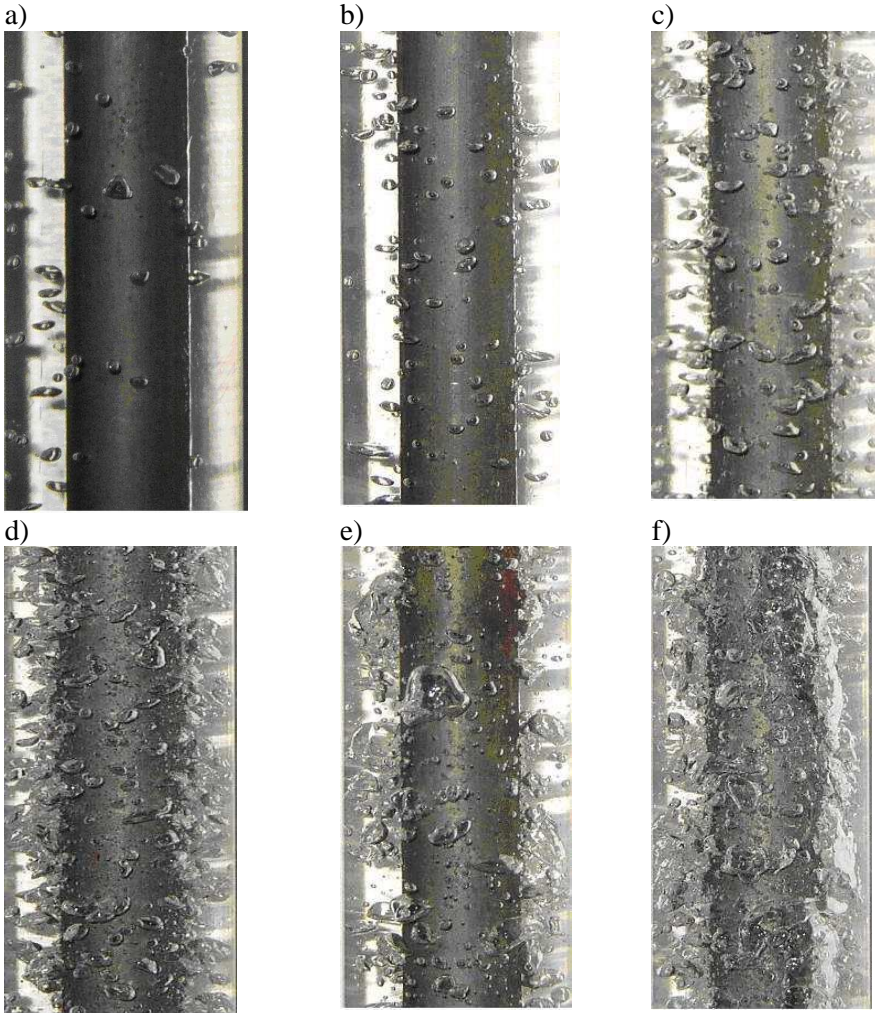
a)  $\Delta p = f(w\rho)$  przy  $q \approx 40 \text{ kW/m}^2$ ,  $T_s = 40^\circ\text{C}$ ,  $y = 0,03$ ;

b)  $\Delta p = f(w\rho)$  przy  $q \approx 40 \text{ kW/m}^2$ ,  $T_s = 40^\circ\text{C}$ ,  $y = 0,05$

**Fig. 16.** Measurements of a total pressure drop during developed bubble boiling in a ring-shaped slot in the form of relation:

a)  $\Delta p = f(w\rho)$  at  $q \approx 40 \text{ kW/m}^2$ ,  $T_s = 40^\circ\text{C}$ ,  $y = 0.03$ ;

b)  $\Delta p = f(w\rho)$  at  $q \approx 40 \text{ kW/m}^2$ ,  $T_s = 40^\circ\text{C}$ ,  $y = 0.05$



**Rys. 17.** Wyniki obserwacji wrzenia pęcherzykowego w pionowej szczelinie pierścieniowej:  $(w\rho) \approx 200 \text{ kg/m}^2\text{s}$ , ciśnienie  $p \approx 0,14 \text{ MPa}$ ;

- a)  $q = 6635 \text{ W/m}^2$ ,  $\Phi = 0,06$ ;    b)  $q = 9952 \text{ W/m}^2$ ,  $\Phi = 0,11$ ;  
 c)  $q = 13270 \text{ W/m}^2$ ,  $\Phi = 0,19$ ;    d)  $q = 19904 \text{ W/m}^2$ ,  $\Phi = 0,27$ ;  
 e)  $q = 26539 \text{ W/m}^2$ ,  $\Phi = 0,38$ ;    f)  $q = 31904 \text{ W/m}^2$ ,  $\Phi = 0,56$ .

**Fig. 17.** Results of bubble boiling in a vertical ring-shaped slot observations:

- $(w\rho) \approx 200 \text{ kg/m}^2\text{s}$ , pressure  $p \approx 0,14 \text{ MPa}$ ;  
 a)  $q = 6635 \text{ W/m}^2$ ,  $\Phi = 0,06$ ;    b)  $q = 9952 \text{ W/m}^2$ ,  $\Phi = 0,11$ ;  
 c)  $q = 13270 \text{ W/m}^2$ ,  $\Phi = 0,19$ ;    d)  $q = 19904 \text{ W/m}^2$ ,  $\Phi = 0,27$ ;  
 e)  $q = 26539 \text{ W/m}^2$ ,  $\Phi = 0,38$ ;    f)  $q = 31904 \text{ W/m}^2$ ,  $\Phi = 0,56$ .

## **10. Podsumowanie**

Na podstawie analizy źródeł literaturowych oraz badań własnych stwierdzono, że:

- Pęcherzyki pary tworzą się na powierzchni grzejnej tylko w pewnych jej miejscach, przy czym liczebność tych miejsc wzrasta ze wzrostem gęstości strumienia ciepła –  $q$ .
- Powstające na powierzchni grzejnej pęcherzyki pary odrywają się ze zmienną częstotliwością. Występowanie tego zjawiska zależy od parametrów procesu wrzenia.
- Periodyczne zjawisko generacji pęcherzy pary może doprowadzić do cyrkulacji cieczy w pobliżu powstającego pęcherza pary.
- Podczas wzrostu pęcherza pary następują fluktuacje temperatury w powierzchni grzejnej pod miejscem generowania pęcherzyka.
- Powstawanie pęcherzyka pary w czasie chwilowego kontaktu cieczy z powierzchnią grzejną powoduje wypychanie cieczy z obszaru przylegającego do rozrastającego się zarodka pęcherzyka.
- Ze wzrostem rozmiarów pęcherzyka maleje szybkość ruchu jego ścianki aż do momentu, w którym rozpoczyna się proces odrywania się pęcherzyka do filmu parowego.
- W miarę wzrostu populacji zarodków rośnie prawdopodobieństwo łączenia się, czyli koalescencji pęcherzyków jeszcze przed oderwaniem.
- W zjawisku koalescencji dwóch pęcherzyków otoczonych cieczą wyróżnić można cztery etapy:
  - ruch zbliżania, wskutek różnic prędkości obu pęcherzyków,
  - kontakt, charakteryzujący się odkształceniem pęcherzyków i stopniowym spłaszczeniem filmu parowego,
  - pęknięcie filmu parowego,
  - oscylacje pęcherzyka na skutek działania sił powierzchniowych dążących do zmiany jego kształtu.
- Średnice pęcherzyków pary w chwili oderwania od ścianki jak i częstotliwość ich produkcji są zmiennymi losowymi.

Uzyskane wyniki analizy teoretycznej i badań eksperymentalnych będą wykorzystane przez autorów w procesie modelowania matematycznego wrzenia pęcherzykowego w przepływie nowych proekologicznych czynników chłodniczych. Planuje się opracowanie modelu opisującego proces wymiany ciepła i pędu uwzględniający wewnętrzne oddziaływanie pęcherzyków parowych względem siebie i na otaczającą ciecz. Wyniki modelowania zostaną przedstawione w postaci charakterystyk wewnętrznych ujmujących dynamiczne oddziaływanie pęcherzyków i jego wpływ na intensyfikację zachodzącego procesu.

## Literatura

1. **Abdul-Razzak A., Ahoukri M., Chang J.S.:** *Characteristics of refrigerant R134a liquid - vapour two - phase in a horizontal pipe.* ASHRAE Transaction 1995, Vol.101, Part I.
2. **Bilicki Z.:** *Latent heat transport in forced boiling flow.* Int. J. Heat Mass Transfer, 1983, Vol. 26, No 4, pp. 539÷565.
3. **Bohdal T.:** *Bubble boiling of environment-friendly refrigeration media.* An International Journal of Heat and Fluid Flow, 2000, Volume 21, No 4, pp. 449÷455.
4. **Bohdal T., Baran M.:** *Wymiana ciepła przy wrzeniu w szczelinie pierścieniowej.* Chłodnictwo, 2003, nr 8, s. 10÷15.
5. **Bohdal T.:** *An investigation of bubbly boiling of environment-friendly refrigerating media.* An International Journal of Heat Transfer Engineering, 2001, No 6, Volume 22, pp. 26÷39.
6. **Bohdal T.:** *Histereza rozwoju i zaniku wrzenia pęcherzykowego.* Wydawnictwo: Środkowo-Pomorskiego Towarzystwa Naukowego Ochrony Środowiska: Rocznik Ochrona Środowiska. Tom V, 2003, s. 29÷58.
7. **Chen J.C.:** *A correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow.* ASME Paper 63-HT-34, 1963.
8. **Hsu Y., Graham R.W.:** *Transport process in boiling and two - phase systems.* Hemisphere Publishing corporation, Washington London 1976.
9. **Madejski J., Staniszewski B.:** *Wymiana ciepła przy wrzeniu i przepływy dwufazowe.* Cz. I, Ośrodek Informacji o Energii Jądrowej. Warszawa 1971.
10. **Madejski J.:** *Generacja pęcherzyków podczas wrzenia w przepływie.* Zeszyty Naukowe Instytutu Maszyn Przepływowych PAN, Gdańsk 1993. 384/1341/93.
11. **Madejski J.:** *Koalescencja pęcherzyków we wrzących systemach dwufazowych,* Zeszyty Naukowe Instytutu Maszyn Przepływowych PAN, Gdańsk 1993. 383/1336/93.
12. **Mikielewicz J.:** *Modelowanie procesów cieplno-przepływowych.* Wydawnictwo Ossolineum, seria Maszyny Przepływowe, tom 17, Wrocław 1995.
13. **Mosdorf R.:** *Dynamiczny model wrzenia na podstawie metody chaosu deterministycznego* Monografia, Wydawnictwo Uczelniane Politechniki Białostockiej, Białystok 1997.
14. **Rasmus A., Badur J., Ochryniuk T.:** *Numeryczne modelowanie z wrzeniem pęcherzykowym.* XVII Zjazd Termodynamików, Kraków-Zakopane, 1999, s. 1109÷1118.
15. **Shen B., Groll E.A.:** *A critical review of the influence of lubricants on the boiling of refrigerants.* 21<sup>st</sup> International Congress of Refrigeration, August 17÷22. 2003, Washington DC, USA.
16. **Thome J.R.:** *Boiling of new refrigerants: a state of the art review.* An International Journal of Refrigeration, 1996, Vol. 19, No 7 pp. 435÷457.
17. **Wright R.M.:** *Downflow forced convection boiling of water in uniformly heated tubes.* USAEC Report, UCRL-9744, 1961.
18. **Zuber N., Findlay J.A.:** *Average volumetric concentrations in two - phase flow system.* Trans. ASME, J. of Heat Transfer 1965, t. 85, pp. 453.
19. **Zürcher O., Thome J.R., Favrat D.:** *An onset of nucleate boiling criterion for horizontal flow boiling.* An International Journal of Thermal Sciences, 2000, vol. 39, pp. 909÷1018.
- 140 ————— *Środkowo-Pomorskie Towarzystwo Naukowe Ochrony Środowiska*



**Oznaczenia:**

- A – powierzchnia,
- Ar – liczba Archimedesza,
- C – współczynnik,
- D – średnica pęcherzyka pary,
- f – częstotliwość powstawania pęcherzyków pary,
- F – siła, energia swobodna,
- g – przyspieszenie ziemskie,
- h – wysokość,
- H – entalpia,
- l – wymiar charakterystyczny pęcherzyka,
- m – masa, wykładnik,
- p – ciśnienie,
- $\Delta p$  – spadek ciśnienia,
- q – gęstość strumienia ciepła,
- r – promień,
- R – promień pęcherzyka pary,
- Re – liczba Reynoldsa,
- S – entropia,
- T – temperatura,
- w – prędkość poruszania się pęcherzyka,
- (wp) – gęstość strumienia masy czynnika,
- v – prędkość wzrostu pęcherzyka, objętość właściwa,
- V – objętość,
- y – dynamiczny stopień suchości,

**litery greckie:**

- $\alpha$  – współczynnik przejmowania ciepła,
- $\beta$  – kąt zwilżenia,
- $\delta$  – grubość laminarnej warstwy przyściennej, filmu cieczy,
- $\Phi$  – stopień zapełnienia,
- $\sigma$  – napięcie powierzchniowe,
- $\rho$  – gęstość,
- $\tau$  – czas,

**Indeksy dotyczą**

**dolne:**

- b – pęcherzyka pary,
- C – średnicy koła styku pęcherzyka ze ścianką, ,
- e – warunków równowagi,
- o – warunków oderwania od ścianki pęcherzyka pary, okresu wzrostu pęcherzyka,

- r – promienia,
- s – parametrów z linii nasycenia,
- w – okresu przerwy w aktywności zarodka pary,
- $\beta$  – kąta zwilżenia,
- 1, 2, .. – kolejnej wartości, kolejnego okresu,

**górne:**

- prim – cieczy,
- bis – pary.

## **Dynamics of Vapour Bubbles While the Environmentally Friendly Refrigerating Medium Boiling**

### **Abstract**

The work presents analyses of bubble-formation conditions while bubble boiling. The role and significance of vapour nuclei, the dynamics of bubble growth, the fluid circulation around bubbles, the coalescence and frequency of bubble breaking off the heated surface were taken into consideration. The own results of observation and experimental investigations on the formation and development of vapour bubbles while boiling the environmentally friendly refrigerating media are presented. On the basis of the analysis the conclusions and recommendations were put forward:

1. The vapour bubbles are formed on the heating surface only in certain places, at the same time the number of these places increases with heat flux density increase –  $q$ .
2. The vapour bubbles being formed on the heating surface are breaking off at variable frequency. The occurrence of this phenomenon depends on the boiling process parameters.
3. The phenomenon of the periodic formation of vapour bubbles may lead to the fluid circulation in the vicinity of the vapour bubble being formed.
4. While the vapour bubble is growing the temperature of the heated surface on the spot where the bubble is being generated is fluctuating.
5. The formation of the vapour bubble during the instantaneous contact of the fluid with the heating surface makes the fluid to be forced out from the region adjacent to the growing bubble nucleus.
6. As the size of bubble is growing the movement of its wall is slowing down till the bubbles began to break off into the vapour film.
7. The population of nuclei increases with increasing the probability of binding, i.e. coalescence of bubbles just before they were broken off.
8. The phenomenon of coalescence of two bubbles surrounded with fluid can be divided into four stages: (1) approach movement, due to the difference in speed of both the bubbles, (2) contact, characterized by deformation of bubbles and gradual flattening of the vapour film, (3) burst of the vapour film, (4) bubble oscillations due to the reaction of surface forces which tend to change its shape.

9. Diameters of vapour bubbles while breaking off the wall and the frequency of their production are random variables.